## ЧЕРВЕОБРАЗНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ТОНКИХ ПЕРМАЛЛОЕВЫХ ПЛЕНКАХ

### Я. М. ПОГОСЯН, Г. Г. ШАКАРЯН, Л. Н. ТОВМАСЯН

Исследовано влияние скорости нарастания наносекундных импульсных полей  $H_{T2}$  и постоянного поля  $H_{T\infty}$ , действующих в направлении оси трудного намагничивания (ОТН), на червеобразное движение доменных границ (ЧДГ) в пермаллосвых пленках. Показано, что в пленках с  $H_c 1 \div 3_9$  ЧДГ можно наблюдать при продолжительности передних фронтов импульсного поля до 100 нсек. Установлено также, что в реальных пленках действие заднего фронта импульса направлено противоположно действию переднего фронта импульса, а приложение  $H_{T=}$  в направлении, противоположном  $H_{T2}$ , имитирует биполярное импульсное поле.

ЧДГ под действием однополярных импульсных полей с наносекундными фронтами в направлении оси трудного намагничивания в пермаллоевых пленках впервые было обнаружено Стейном и Фельдткеллером [1], которые показали, что пленка при этом переходит в размагниченное состояние и доменные границы приходят в непрерывное движение. Причину существования ЧДГ в пленках с толщиной более 1000 Å авторы находили в гиромагнитном поведении спинов блоховской границы. Последующие работы, выполненные Кузудой с сотрудниками [2-4], по существу подтвердили идеи Стейна и Фельдткеллера о гиромагнитной природе этого явления.

Однако в появившихся недавно работах [5, 6] было показано, что  $\Psi \mathcal{A}\Gamma$  есть не что иное, как обычное сползание доменных границ. Более того, в работах [6—8] была показана применимость закономерностей низкочастотного сползания к  $\Psi \mathcal{A}\Gamma$ , что и позволило авторам, используя выдвинутую на основе электронномикроскопических исследований модель сползания доменных границ с поперечными связями [9—11], объяснить явление  $\Psi \mathcal{A}\Gamma$ .

Хотя мы и указываем, что ЧДГ представляет собой сползание доменных границ и обусловлено магнитными параметрами исследуемых пленок, детально разобраться в процессах, протекающих в пленке при ЧДГ, довольно трудно. С одной стороны, эти трудности обусловлены отсутствием единой микромагнитной теории наносекундного перемагничивания [12—14], с другой стороны, невозможностью визуализации элементарных актов ЧДГ с большим разрешением, например, методом лоренцевой микроскопии. В связи с этим для получения полного представления о процессах, происходящих в пленках при ЧДГ, при наличии большого экспериментального материала необходимо выбрать параметры, однозначно характеризующие ЧДГ. Если в случае обычного сползания принято, что при наличии поля  $H_{\odot}$  приложение поля  $H_{\tau}$  приводит к возникновению магнитостатических полей рассеяния  $H_{\rho}$  на коротких неелевских сегментах и совершается акт сползания, то в случае ЧДГ условия сползания обеспечиваются благодаря неодинаковой скорости вращения векторов намагниченности по обе стороны границы под действием наносекундных импульсных полей из-за наличия дисперсии анизотропии.

Действие поля  $H_{\tau 2}$  с наносекундными фронтами на границу с поперечными связями может привести к следующим двум основным динамическим эффектам:

 неодинаковому повороту векторов намагниченности по обеим сторонам границы в пределах каждой секции поперечной связи;

2) неуспеванию (из-за наносекундных фронтов импульсного магнитного поля) перехода круговой линии Блоха в свое равновесное состояние, осуществляемого путем ее смещения.

Поскольку поворот вектора намагниченности представляет более быстрый процесс, чем смещение круговой линии Блоха по неелевскому сегменту, то в силу 1) и 2) граница может прогибаться аналогично случаю низкочастотного сползания [9], и из-за неравновесного месторасположения круговой линии Блоха, вблизи короткого неелевского сегмента границы может возникнуть дивергенция магнитного потока, что приведет к возникновению поля  $H_d$ . Переход круговой линии Блоха в свое равновесное положение будет сопровождаться актом сползания границы [10].

Цель настоящей работы — исследование влияния формы приложенных импульсных полей на ЧДГ.

#### Экспериментальная часть и обсуждение результатов

Исследуемые пленки были получены методом вакуумной конденсации сплава 80 НХС на покровных стеклах микроскопа в виде пятен диаметром 5÷10 мм и толщиной 1000÷3000 Å. Приводимые здесь результаты характерны для пленок с  $H_c/H_s \approx 0,3$  и угловой дисперсией по Кроутеру не более 4°.

При исследовании ЧДГ, осуществляемом на магнитооптической установке Керра, определялись как области значений полей существования ЧДГ, так и его эффективность (д мкм/имп.). Первоначальные импульсы с амплитудой 0,5 а и фронтом нарастания 10 нсек подавались от импульсного генератора Г5—19 на нелинейный усилитель, собранный на лампах со вторичной электронной эмиссией [15]. Усиленные импульсы достигали амплитуды  $10 \div 15$  а с фронтом нарастания 5 нсек. Изменение продолжительности фронта осуществлялось с помощью интегрирующей *RC*-цепочки. Приложение импульсных полей к пленке осуществлялось с помощью плоской шины [16]. ЧДГ исследовалось под действием импульсных полей с продолжительностью передних фронтов ( $\tau_{пер.}$ ) от 5 до 100 нсек. Задние фронты ( $\tau_{эздн.}$ ) при этом были примерно в 2 раза больше передних. Продолжительность импульса. ( $\tau_{плато}$ ) подбиралась так, чтобы эффективность (д мкм/имп.) ЧДГ при. заданных т<sub>пер.</sub> и т<sub>зади</sub>, была бы максимальной. В нашем случае она составляла не менее 300 нсек.

Используемые на магнитооптической установке манипуляторы позволяли с точностью до 0,2° изменять взаимное расположение направления действия внешних постоянных полей, импульсного поля и оси анизотропии исследуемой пленки. Влияние поля земли при этом полностью компенсировалось.

# 1. Влияние продолжительности и формы приложенных импульсных магнитных полей, действующих в направлении ОТН, на червеобразное движение доменных границ

# a) Роль продолжительности фронтов импульсного магнитного поля при ЧДГ

Хотя и принято считать, что ЧДГ имеет место под действием импульсных полей по ОТН с амплитудой 0,3—0,7 *H*<sub>k</sub>, наши исследования показали, что с увеличением т<sub>пер</sub>. наблюдается уменьшение интервала полей, при котором наблюдается ЧДГ. На рис. 1 приведена



Рис. 1. Область значений поля  $H_{T^{\Omega}}$ , где наблюдается ЧДГ, в зависимости от продолжительности фронтов приложенных импульсов: " $\kappa$ " — начало, " $\kappa$ " — конец ЧДГ ( $\tau_{3пдн}$ . — 15, 30, 50, 75, 90, 120, 190 *нсек*,  $H_c$ —3,2 э,  $H_k$ —7 э,  $\alpha_{90}$ —4", толщина — 1500 Å, диаметр — 8 мм).

типичная диаграмма области существования  $\mathcal{Y}\mathcal{A}\Gamma$  под действием обычных импульсных полей (рис. 2*i*) в зависимости от продолжительности переднего фронта —  $\tau_{\text{пер.}}$ . Видно, что для данной пленки при значении  $\tau_{\text{пер.}} > 80$  нсек  $\mathcal{Y}\mathcal{A}\Gamma$  практически уже не наблюдается. Отсутствие  $\mathcal{Y}\mathcal{A}\Gamma$  при  $\tau_{\text{пер.}} = 25$  нсек в [1], по-видимому, обусловлено высокой коэрцитивностью исследуемых пленок.

### б) Роль передних и задних фронтов импульсного магнитного поля при ЧДГ

Наряду с тем, что уменьшение т<sub>пер.</sub> приводит к увеличению (д мкм/имп.) ЧДГ, нами обнаружено также, что при одних и тех же значениях амплитуды импульса и т<sub>пер.</sub> исключение влияния действия

#### Червеобразное движение доменных границ ...

заднего фронта импульса приводит к увеличению (д мкм/имп.), и, наоборот, исключение влияния действия переднего фронта импульса приводит к подавлению явления ЧДГ. Исключение влияния фронтов при исследовании ЧДГ осуществлялось созданием ступеньки на соответствующих фронтах импульса. На рис. 2 г приведена форма обыч-



Рис. 2. Формы приложенных импульсных полей при исследовании ЧДГ.

ного импульса, позиции а и б на рис. 2 соответствуют формам приложенных импульсов, когда исключено влияние действия заднего и переднего фронтов. Наличие ступеньки на фронте импульса по существу удлиняет продолжительность данного фронта и тем самым исключается его роль при рассмотрении динамического эффекта.

Основанием для такого утверждения служит тот экспериментальный факт, что при переходе от импульса (г) к импульсу (в) при одних и тех же амплитудах полностью подавляется ЧДГ. Кроме того, чтобы вызвать при этом сползание доменных границ, требуется большее поле На, действующее по оси легкого намагничивания (ОЛН), указывающее на то, что под действием импульса, имеющего форму (в), динамический эффект ЧДГ подавляется. Естественно, вышеприведенное справедливо, когда импульсы с соответствующими амплитудами и1 и и2 (см. рис. 2в) в отдельности располагаются ниже линии "н" на рис. 1 и не вызывают ЧДГ. Используя такой прием при исследовании ЧДГ, нами было обнаружено, что как и в случае сползания движение границы в основном диктуется передним фронтом импульса. Что касается влияния формы заднего фронта импульса, то сделанное ранее предположение [6] о том, что на заднем фронте импульса осуществляются лишь релаксационные процессы, по-видимому, не всегда оправ-983 - 5

371

дывается. Основанием для такого заключения служат следующие экспериментальные факты. Критические кривые порогов сползания доменных границ под действием импульсных полей формы рис. 26 показывают, что значение пороговых полей уменьшается с уменьшением продолжительности заднего фронта импульса (см. рис. 36).

Существование динамического эффекта сползания под действием импульсного поля формы рис. 26, а также факт уменьшения пороговых значений импульсного поля формы рис. 2а по сравнению с импульсным полем формы рис. 2г, вызывающих ЧДГ, указывает на то. что на заднем фронте импульса также развиваются динамические эффекты, но они направлены противоположно эффекту, развиваемому передним фронтом импульса.

Теперь в свете вышеизложенного наблюдаемое уменьшение порогового значения амплитуды импульсного поля, вызывающего ЧЛГ. с ростом тзалн. можно интерпретировать не релаксационными явлениями. а тем, что при меньших тзали. индуцируется динамическое поле  $H_{a}^{(2)}$ , действующее противоположно динамическому полю Hall, нндуцируемому передним фронтом импульса, и последнее много больше динамического поля, обусловленного тали.

Если принять, что поле Ha, индуцируемое из-за динамики поворота векторов намагниченности по обеим сторонам доменной границы. направлено по ОЛН, то амплитудное значение этого поля в зависимости как от амплитуды приложенного импульсного поля, так и от



Рис. За.



Рис. Зв.

Критические кривые порога сползания доменных границ под действием импульсного поля формы, соответствующей рис. 2a, б, s: a)  $\tau_{\text{пер.}} = \bigcirc -5$ ,  $\times -15$ ,  $\bigtriangleup -25$ ,  $\square -40$ ,  $\blacktriangle -60$ ,  $\bigcirc -80$  исек; б)  $\tau_{38дH.} = \oslash -15$ ,  $\leftthreetimes -30$ ,  $\bigtriangleup -40$ ,  $\square -75$ ,  $\bigstar -90$  исек; s)  $\tau_{\text{пер.}} = \oslash -(5:10)$ ,  $\leftthreetimes -(15:20)$ ,  $\bigtriangleup -(20:30)$ ,  $\square -(40:40)$ ,  $\bigstar -(50:50)$  исек;  $\tau_{38дH.} = \oslash -(10:20)$ ,  $\leftthreetimes -(20:25) \bigtriangleup -(30:40)$ ,  $\square -(50:60)$ ,  $\bigstar -(60:80)$  исек; здесь первая цифра в скобках соответствует продолжительности фронта импульса с амплитудой  $u_1$ , вторая –  $u_2$ , рис. 2s; пунктир — критическая кривая низкочастотного сползания ( $H_c - 3, 2$  s,  $H_k - 7$  s,  $u_{90} - 4^\circ$ , толщина — 1500 Å, диаметр — 8 мм).

продолжительности фронтов можно оценить из разности абсцисс между критическими кривыми сползания, соответствующими импульсу рис. 2e, и критическими кривыми сползания, соответствующими импульсам рис. 2a и 6, при одинаковых  $\tau$  (рис. 3a, 6, e).

На рис. 4 приведен график зависимости  $H_d^{(1)}$  от амплитуды импульса, где в качестве параметра взята продолжительность переднего фронта. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую, проходящую через начало координат. Это обстоятельство указывает на то, что индуцируемое  $H_d^{(1)}$  прямо пропорционально амплитуде приложенного поля, т. е.  $H_d^{(1)} = k^{(1)}$  ( $\tau$ )  $H_{\tau 2}$ . Поскольку в наших экспериментах полностью подавить влияние переднего фронта при помощи ступеньки невозможно, аналогичная зависимость для  $H_d^{(2)}$  была оценена методом, предложенным выше, при небольшом амплитудном значении импульсного поля, когда можно пренебречь динамическим эффектом, обусловленным передним фронтом, имеющим форму рис. 26. На рис. 4 штрих-пунктирными линиями приведены эти зависимости. В свете вышеизложенного очевидно, что динамическое поле, обусловленное амплитудным значением импульсного поля формы рис. 2г, при-



Рис. 4. Зависимость  $H_d^{(1,2)}$  от поля  $H_{\text{т1}}$ : 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют действию переднего фронта импульса формы рис. 2*a* с фронтами соответственно [5, 15, 25, 40, 60 *нсек*, 6, 7, 8 — действию заднего фронта импульса формы рис. 2*б* с фронтами соответственно 15, 30, 40 *нсек* ( $H_c$  — 3,2 *s*,  $H_k$  — 7 *s*,  $\alpha_{90}$  — 4<sup>5</sup>, толщина — 1500 Å, диаметр — 8 *мм*).

водящее к возникновению ЧДГ,  $H_d = H_d^{(1)} - H_d^{(2)}$ , должно быть равно динамическому полю, соответствующему началу возникновения ЧДГ под действием импульсного поля формы рис. 2a. Принимая, что в точке A рис. За возникающее динамическое поле  $H_d = 1,6$  э, на рис. 1 крестиками нанесены расчетные значения амплитуды импульсных полей, соответствующие порогу ЧДГ при тех же формах импульсов, при которых была построена экспериментальная [кривая. Совпадение экспериментальных значений пороговых полей, вызывающих ЧДГ, с найденными  $H_{12} = \frac{H_d}{k^{(1)}(\tau) - k^{(2)}(\tau)}$  по критическим кривым сползания еще раз указывает на справедливость рассмотрения ЧДГ как сполза-

ния доменных границ.

## Влияние постоянного магнитного поля, действующего в направлении ОТН, на червеобразное движение доменных границ

Рассмотрим три случая поведения доменной границы при ЧДГ, когда прикладывается поле  $H_{\tau=}$ . В случае (I) (см. рис. 5) поле  $H_{\tau=}$ отсутствует. Поскольку динамический эффект, вызванный передним фронтом импульса, намного больше динамического эффекта, вызванного задним фронтом импульса, то под действием однополярного импульсного поля можно наблюдать ЧДГ.

Амплитуда приложенного поля  $H_{r=}$  меньше и противоположна полю  $H_{r2}$  (рис. 5, II). Видно, что с ростом  $H_{r=}$  действие исходного переднего фронта аб при  $H_{r2}$  = const уменьшается и, наоборот, действие заднего фронта, направленного противоположно действию переднего фронта, растет, ибо часть его амплитуды *mi* "работает" как передний фронт импульсного поля. Жирными линиями отмечены возникшие при этом новые разнополярные передние фронты *nб* и *mi*. При использовании импульсного поля с  $\tau_{nep.} = \tau_{3a18}$ . приложение поля  $H_{r=} = \frac{1}{2} H_{r2}$  имитирует биполярное импульсное поле, при котором, как известно [5], ЧДГ отсутствует. И наконец, при приложении  $H_{r=} = H_{r2}$  (см. рис. 5, III) мы будем иметь случай, когда исходные



импульсных полей Нто.

передние и задние фронты меняются местами, т. е. получим импульсное поле обратной полярности (рис. 5, III) относительно исходного поля (рис. 5, I), где также наблюдается ЧДГ.

На справедливость такой интерпретации действия поля  $H_{\tau-}$  указывает рис. 6, где области существования  $\mathcal{L}_{\mathcal{A}}\Gamma$  под действием полей  $H_{\tau-}$ ,  $H_{\tau}$  представлены в координатах  $x = an = H_{\tau-}$  и  $y = a\delta - an = H_{\tau-} + H_{\tau-}$  (см. рис. 5). Здесь жирными линиями выделены области существования  $\mathcal{L}_{\mathcal{A}}\Gamma$  при  $\tau_{\text{пер.}} = \tau_{3aди.} = 10$  нсек. Видно, что они полностью симметричны. На этом же рисунке приводятся области существования  $\mathcal{L}_{\mathcal{A}}\Gamma$  при увеличении продолжительности только заднего фронта. С-увеличением  $\tau_{3aди.}$  область I увеличивается, а область II уменьшается, и наконец, при наличии ступеньки на исходном заднем фронте импульса  $\mathcal{L}_{\mathcal{A}}\Gamma$  в области II исчезает, тогда как "область I становится максимальной. Создание ступеньки на переднем фронте импульса, наоборот, приводит к исчезновению области I и увеличению области II до своего максимального значения. Из рис. 6 видно, что на



Рис. 6. Влияние продолжительности фронтов импульса на сбласть существования ЧДГ:  $\bigcirc -\tau_{\text{пер.}} = \tau_{33дн.} = 10$  исек;  $\blacktriangle -\tau_{\text{пер.}} = 10$  исек,  $\tau_{3aдн.} = 30$  исек;  $\textcircled{P} - \tau_{\text{пер.}} = 10$  исек, на заднем фронте создана ступенька;  $\square - \tau_{3aдн.} = 10$  исек, на переднем фронте создана ступенька ( $H_c - 3.5$  s,  $H_k - 10.5$  s,  $a_{90} - 4^\circ$ , толщина - 1500 Å, диаметр - 8 мм).

оси симметрии областей I и II ( $OO_1$ ) при использовании обычного импульсного поля с  $\tau_{nep.} = \tau_{задн.}$  отсутствует ЧДГ. Это соответствует случаю, когда  $H_{r=}$  делит пополам амплитуду  $H_{r0}$  и создает биполярное импульсное поле, при котором, как было отмечено, отсутствует ЧДГ. Отсутствие ЧДГ при биполярном импульсном поле в свете вышеизложенного обусловлено наложением равнозначных, но действующих противоположно динамических эффектов, развиваемых под действием следующих друг за другом импульсов разной полярности. Основанием для такого утверждения служит тот экспериментальный факт, что при значениях полей  $H_{r=}$  и  $H_{r0}$ , задаваемых осью симметрии  $OO_1$ , переход от режима, соответствующего кривой 1, к режиму кривой 2 граница меняет направленность своего движения.

Ереванский государственный университет

Поступила 20. VI.1976

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. K. U. Stein, E. Feldtkeller. J. Appl. Ph ys., 38, 4401 (1967).
- 2. T. Kusuda. IEEE Trans. Magnet., 4, 440 (1968).
- 3. H. C. Bourne, T. Kusuda, H. Lin. J. Appl. Phys., 40, 1220 (1969).
- 4. T. Kusuda, S. Konishi, J. Sakurai. IEEE Trans. Magnet., 3, 286 (1967).
- 5. А. И. Христенко и др. ФММ, 34, 1179 (1972).
- 6. Я. М. Погосян, С. А. Арутюнян. ФММ, 36, 270 (1973).
- 7. Я. М. Погосян, С. А. Арутюнян, К. Л.Ованесян. Изг. АН АрмССР, серия техм. наук, 28, 10 (1975).
- 8. Я. М. Погосян, Г. Г. Шакарян. ФММ, 38, 443 (1974).
- 9. Я. М. Погосян. ФММ, 33, 1207 (1972).
- 10. Я. М. Погосян, З. М. Гзрян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1004 (1972).
- 11. Я. М. Погосян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1164 (1972).
- 12. А. Л. Фрумкин. ФТТ, 14, 1593 (1972).

13. Г. И. Руденко, А. Л. Фрумкин. Изв. вузов, Физика, 10, 67 (1970).

14. О. С. Колотов, В. А. Погожев, Р. В. Телеснин. УФН, 113, 596 (1974).

 О. С. Колотов, В. А. Положев, Р. В. Телеснин. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленов, Изд. МГУ, 1970.
S. Middelhoek. IBM J. Res. Developm., 10, 315 (1966).

### ԳՈՄԵՆԱՅԻՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ ՈՐԳԱՆՄԱՆ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ՊԵՐՄԱԼՈՅԻ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

#### Տա. Մ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Դ. Գ. ՇԱՔԱՐՅԱՆ, Լ.. Ն. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում հետաղոտված է դժվար մադնիսացման ուղղությամբ կիրառված  $H_{\tau \Omega}$  իմպուլսային մադնիսական դաշտի առաջնային և ետնային ճակատների աղդեցությունը դոմենային սահմանների որդանման շարժման վրա (UNG) նույն ուղղությամբ կիրառված  $H_{\tau m}$  հաստատուն դաշտի առկայությամբ։ Յույց է տրված, որ իմպուլսի ետևի ճակատում նույնպես զարդանում է դինամիկական էֆեկտը, որն առաջ է բերում UNG, սակայն այն ավելի քիչ է և հակառակ է ուղղված առաջնային ճակատում զարդացող դինամիկական էֆեկտին։  $H_{\tau m}$  դաշտին հակառակ ուղղված  $H_{\tau \Omega}$  գաշտի կիրառումը բերում է UNG-ի էֆեկտիվության անկմանը։ Երբ  $H_{\tau m} = 0.5 H_{\tau \Omega}$ , իմիտացվում է տարաբևեռ իմպուլս, որի դեպքում UNG-ը բացակայում է Երբ  $H_{\tau m} = H_{\tau \Omega}$ , սկղբնական ճակատները տեղերով փոխվում են, որը բերում է հակառակուղղությամբ առաջնաների շարժման։

- 3

### THE STREAMING OF DOMAIN WALLS IN THIN PERMALLOY FILMS

### Ya. M. POGOSYAN, L. L. SHAKARYAN, L. N. TOVMASYAN

The influence of front and back edges of a pulsed magnetic field  $H_{r\Omega}$  as well as of the constant magnetic field  $H_{rm}$ , directed along the hard magnetization action, on the streaming of domain walls (SDW) is investigated. It is shown, that at the back edge of the pulse the dynamical effect leading to the SDW also developes, but it is much smaller in magnitude and is directed opposite the dynamical effect due to the front edge. The application of  $H_{rm}$ , directed opposite the  $H_{r\Omega}$ field, reduces the efficiency of the SDW.